Studien über die Strahlung der Resonanzlinien der Natriumentladung und die Schaffung einer absoluten Lichteinheit

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Philosophischen Fakultät der

Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von

HEINZ SCHMELLENMEIER

aus Berlin

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Mai 1935

Tag der Promotion: 20. Juni 1935

Sonderabdruck aus der „Zeitschrift für Physik"

Verlag von Julius Springer in Berlin

178

Berichter:

Prof. Dr. A. Wehnelt

Prof. Dr. M. v. Laue

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck
aus der „Zeitschrift für Physik" 93, 705, 1935.
Verlag von Julius Springer, Berlin

Studien über die Strahlung der Resonanzlinien der Natriumentladung und die Schaffung einer absoluten Lichteinheit.

Von **Heinz Schmellenmeier** in Berlin.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 12. Januar 1935.)

A. Einleitung. — B. Experimenteller Teil. I. Apparatur: Entladungsrohr, Füllung, Dampfdruckmessung, Ofen, Strahlungsmessung. II. Ergebnisse: Eine Änderung der Stromstärke um 10% ergibt keine Änderung der Intensität der Resonanzlinienstrahlung. Eine Dampfdrucksteigerung um 1% ergibt eine Intensitätssteigerung um etwas mehr als 1%. — C. Theoretischer Teil. Diskussion der Ergebnisse: Abhängigkeit der Intensität von der Stromstärke und vom Dampfdruck. Verminderung der Intensität durch Reabsorption. — D. Zusammenfassung.

A. Einleitung.

Es sind in letzter Zeit viele Versuche gemacht worden, Lichteinheitsnormalien einfacher Art zu konstruieren. Die Lichteinheit hat eine besondere Stellung unter den in der Physik benutzten Normalien, da für sie kein objektiver Maßstab gegeben ist. Das Licht als physiologischer Eindruck ist eine Größe, deren Beurteilung von den individuellen Eigenschaften des Beobachters stark mitbeeinflußt wird. Diese individuellen Verschiedenheiten erschweren die Herstellung einer auf objektiven Angaben beruhenden Einheit der Lichtstärke. Man verlangt eine Lichtquelle, deren Lichtstrom bei genau definierten Bedingungen einen genau angebbaren Wert hat[1]). Da eine solche bisher nicht vorliegt, ist auch eine genaue Definition der Lichtstärke nicht erfolgt, sondern man hat sich mit der Angabe von Herstellungsvorschriften von Normallampen begnügt, z. B. bei der Herstellung der Hefner-Lampe.

Die nach den Vorschriften gebauten Normalien befriedigen aber nicht das Bedürfnis der Meßtechnik, denn die Genauigkeit ist von so vielen Betriebsbedingungen abhängig, daß man z. B. bei der Hefner-Lampe auch bei sorgfältigster Berücksichtigung aller äußeren Einflüsse, die Abweichungen bis zu 10% bewirken können, nicht über eine Genauigkeit von $\pm 1\%$ kommen kann. Die Fehlerquellen sind zwar bei den Normalien genau bekannt, ihre praktische Verwertbarkeit ist aber wegen der Schwierigkeit, die Betriebsbedingungen einzuhalten, schwer möglich.

Schon lange bemüht man sich, an die Stelle der Hefner-Lampen neue Normalien zu setzen. Versuche, Glühlampen als Strahlungsnormalien zu benutzen, scheiterten an der mangelnden herstellungstechnischen Repro-

[1]) W. Dziobek, Elektrot. ZS. **53**, 619, 1932.

duzierbarkeit von Glühlampen. Es zeigte sich, daß man bei bester Herstellung, unter Beobachtung aller technisch möglichen Vorbedingungen, bei genau vorgeschriebenen Konstruktionsdaten, die Lichtstärke einer Glühlampe bestenfalls mit einem Fehler von $\pm 5\%$[1]) angeben kann. Zwikker[2]) hat zwar den Lichtstrom einer geradfädigen Glühlampe mit einer Genauigkeit von $\pm 1{,}4\%$ vorausberechnet, er stützt aber seine Berechnung auf Voraussetzungen, die in einem Einzelfall gültig sein können, bei Herstellung einer größeren Anzahl von Exemplaren aber nicht einzuhalten sind. Er berechnet die Strahlungsintensität des Drahtes aus den genau bekannten Dimensionen und aus der genau bekannten Oberflächenstruktur. Diese letzte Bedingung läßt sich aber technisch bei der Herstellung mehrerer Lampen nicht reproduzieren, und gerade die Oberflächenstruktur beeinflußt die Strahlungsverteilung in stärkster Weise, denn die Kristallstruktur des Drahtes ist in jedem Stück eine andere; zwischen den Einzelkristallen befinden sich Inseln, die nicht vollkommen durchkristallisiert sind und ein anderes Strahlungsvermögen besitzen als die Kristallflächen. Eine einigermaßen genaue photometrische Messung bei der Verwendung von Glühlampen als Normallampen kann also nur vorgenommen werden, wenn man die Normalien an die Hauptnormalien anschließt. Von Zeit zu Zeit muß man sie trotzdem nacheichen, da durch Um- und Sammelkristallisation des Drahtes die Strahlungsverhältnisse verändert werden[3]), besonders, wenn man sie bei hoher Stromdichte, d. h. bei hoher Farbtemperatur benutzt.

Neuerdings versucht man, die Strahlung des Hohlraumes zur Herstellung von Lichtnormalien zu benutzen. Bei der bekannten Intensitätsverteilung des schwarzen Körpers bei bekannter Temperatur kann man genügend genau die Strahlungsintensität des Hohlraumstrahlers angeben. An den verschiedenen Staatsinstituten sind Arbeiten im Gange, einen allgemein verwertbaren Hohlraumstrahler zu konstruieren. In Deutschland sind von C. Müller[4]), C. Müller, H. Theissing und W. Esmarch[5]) und von C. Müller und R. Frisch[6]) Versuche gemacht worden, die von Warburg vorgeschlagene Lichteinheit zu konstruieren; vom Bureau of Standards wurde ein Hohlraumstrahler von Waidner und Burgess[7]) als

[1]) Frhr. v. Göler u. M. Pirani, Internat. III. Congress Cambridge 1931. Bericht Nr. 51. — [2]) C. Zwikker, Proc. Int. III. Congress Cambridge 1931 (London 1932), S. 105. — [3]) E. Lax u. M. Pirani, Handb. d. Phys. XIX, S. 404. — [4]) C. Müller, ZS. f. Beleuchtungsw. **28**, 76, 1922. — [5]) C. Müller, H. Theissing u. W. Esmarch, ZS. f. techn. Phys. **14**, 107, 1933. — [6]) C. Müller u. R. Frisch, Proc. Int. III. Congress Saranca Inn 1928, S. 1125. — [7]) C. W. Waidner u. G. K. Burgess, Electr. World **52**, 652, 1908; I. G. W. **52**, 289, 1909.

Normaltype vorgeschlagen, und Wensel, Roeser, Barbrow und Caldwell[1]) arbeiten an der technischen Ausgestaltung desselben. In Frankreich hat Ribaud[2]) auf Anforderung des Comité français de l'Éclairage einen schwarzen Körper hergestellt.

Die Herstellungsmöglichkeit eines Hohlraumstrahlers ist durch das verwendbare Material bedingt. Bei den hohen benutzten Temperaturen ist es schwer, geeignetes Material zu finden. Außerdem kann man nur kleine leuchtende Flächen benutzen. Bei der Benutzung größerer Flächen müßte man den Strahler sehr vergrößern, weil sonst der Fehler, der durch das Loch in der Wand des Hohlraumstrahlers mit eingeht, zu groß wird. Dziobek[3]) wies in einem Vortrag darauf hin, daß bei all diesen Versuchen noch nicht der Wunsch erfüllt ist, eine Strahlungsquelle zu besitzen, die ohne Anschluß an festgelegte Normalien einen von vornherein aus den gegebenen elektrischen Daten angebbaren Lichtstrom besitzt.

Um die geschilderten Schwierigkeiten bei der Konstruktion von Lichteinheitsnormalien zu umgehen, sind Versuche gemacht worden, die Strahlung von elektrischen Gasentladungen für Strahlungsnormalien zu benutzen[4]). Gasentladungen haben den Vorteil, daß die Intensität einzelner Linien der positiven Säule unter geeigneten Bedingungen in weiten Grenzen unabhängig von den Betriebsbedingungen ist. Ein wesentlicher Vorteil ist z. B. die bekanntlich viel größere Unabhängigkeit der Strahlungsintensität vom Entladungsstrom als bei Glühlampen. Während die Strahlung der Glühlampen, die fast der des schwarzen Körpers entspricht, nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz der vierten Potenz der Temperatur proportional ist, also von Stromschwankungen sehr stark abhängig ist, zeigt die Strahlungsintensität von Gasentladungen eine viel geringere Abhängigkeit vom Strom. Bei Glühlampen kann man als einfache Handregel angeben:

$$1\,\%\ \text{Stromschwankungen} \sim 5\,\%\ \text{Lichtstromschwankung}^{5}).$$

Beim schwarzen Körper ergibt eine Temperaturschwankung von 1% eine Änderung des Lichtstromes um 4%. Bei Gasentladungslampen beruht die Unabhängigkeit des Lichtstromes vom Dampfdruck in der Beobachtungsrichtung von den Betriebsbedingungen darauf, daß bei genügend dicker beobachteter Entladungsschicht für die zu messenden Linien (z. B. Resonanzlinien) die Entladungsschicht schon undurchsichtig ist. Experimentell

[1]) H. T. Wensel, W. F. Roeser, L. E. Barbrow u. F. R. Caldwell, Bur. of Stand. Journ. of Res. **6**, 1103, 1931. — [2]) G. Ribaud, Rev. d'optique **12**, 289, 1933. — [3]) W. Dziobek, a. a. O. — [4]) P. G. Nutting, Bull. Bur. Stand. Res. **4**, 89, 1907; Frhr. v. Göler u. M. Pirani, a. a. O. — [5]) Frhr. v. Göler u. M. Pirani, a. a. O.

hat sich gezeigt, daß eine Temperaturerhöhung um 1% eine Lichtstromänderung von 1% hervorruft.

Diese Tatsache kann man sich kurz so erklären, daß bei genügend tiefer Schicht ein Strahlungsquant von einem weit hinten liegenden strahlenden Atom bei dem Durchlaufen der Schicht wenigstens einmal absorbiert wird, es also bei der Beobachtung erscheint, als ob es nur von dieser Stelle der Absorption ausgestrahlt würde. Dann bewirkt eine geringe Erhöhung des Gasdruckes nur noch eine Linienverbreiterung und die durch die Schicht gestrahlte Intensität wird etwas größer. (Genaue Überlegungen über diese Fragen siehe Abschnitt C). Eine kleine Änderung der Stromstärke verändert die Intensität einzelner Linien nur sehr wenig.

Die oben angeführten Versuche an Gasentladungslampen wurden mit Helium gemacht. Da die sichtbaren Linien des Heliumspektrums aber sehr verschiedenen Niveaus des Termschemas angehören, ist ihre Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen sehr verschieden und darum hatte der Versuch nicht den gewünschten Erfolg. Viel besser eignet sich eine Entladung, bei der möglichst nur Linien von ungefähr derselben Lage im Termschema — z. B. Resonanzlinien — verwandt werden. Für diesen Zweck kommt besonders Natrium in Betracht, da seine Resonanzlinien im Sichtbaren liegen.

Natrium wird seit einigen Jahren in der Leuchtröhrenindustrie verwendet[1]); die Herstellungstechnik der Na-Lampen ist besonders durchgebildet, so daß von vornherein zu erwarten war, daß Natriumlampen experimentell gute Ergebnisse zeigen würden. Bei Natrium sind die stärksten sichtbaren Linien die Resonanzlinien $D_{1,2}$. Die anderen sichtbaren Linien entsprechen im Termschema des Na Übergängen zwischen höheren Niveaus und sind sehr schwach (bei technischen Na-Röhren entfallen 98% der sichtbaren Strahlung auf die D-Linien). Diese fast vollständige Monochromasie macht die Entladung für die Benutzung als Normallampe besonders geeignet.

Die Bedingungen der Anregung der Resonanzlinie in einer Gasentladung sind gut bekannt. Auch theoretisch kann man einiges über die Strahlung der Resonanzlinien sagen, so daß also die Verhältnisse der Entladung hier einigermaßen übersichtlich liegen (darüber siehe den theoretischen Teil dieser Arbeit).

An einer großen Reihe von Natriumlampen, wie sie serienmäßig für Beleuchtungszwecke hergestellt werden, wurden in der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung Messungen gemacht. Da die Dimensionen der

[1]) M. Pirani, Elektrot. ZS. **51**, 889, 1930; M. Reger, ZS. f. Instrkde. **51**, 472, 1931; G. Holst, de Ingenieur **48**, 75, 1933.

Röhren sehr gut übereinstimmten, und die Schichtdicke auch genügend groß war, konnten diese Röhren zu Vorversuchen benutzt werden. Es wurde an ihnen bei gleichen Betriebsbedingungen eine Übereinstimmung der Leuchtdichte von $\pm$ 10% gefunden. Diese noch ziemlich starke Abweichung der verschiedenen Röhren voneinander ist sicher zu erklären aus der nicht genügend genauen Dampfdruckbestimmung.

Die Ergebnisse zeigten aber doch, daß es möglich sein müßte, eine sehr viel größere Genauigkeit zu erzielen und dabei die vorher geforderten Bedingungen der Unabhängigkeit von Stromstärke und Dampfdruck zu erfüllen. Die theoretischen Vorbedingungen schienen auch erfüllt zu sein, es ließ sich allerdings auf Grund der Theorie nicht voraussehen, bei welchem Wert von Stromstärke und Dampfdruck diese Unabhängigkeit auftreten würde, jedoch schien nach den Vorversuchen der Fall nahezu erreicht bei etwa 0,5 Amp./cm^2 und einem Na-Dampfdruck von etwa 10^{-2} mm Hg. Um die Genauigkeit zu steigern und die Bedingungen reproduzierbar einstellen zu können, wurde nach den orientierenden Vorversuchen dazu übergegangen, eine besondere Röhrenform zu konstruieren, die allen Anforderungen gerecht wurde.

B. Experimenteller Teil.

I. Beschreibung der Apparatur.

1. Entladungsrohr. Die Versuche wurden angestellt mit Röhren aus dem in der Stud. Ges. f. elektr. Beleuchtung benutzten natriumfesten Borosilikatglas. Das Glas ist sehr beständig gegen Na; bei den benutzten Temperaturen von etwa 300° C wurde es zwar langsam gebräunt, die Absorption der *D*-Linien betrug aber nach etwa 30 Stunden Betrieb in diesem Temperaturgebiet nur etwa 4%. Da die Messungen aber nur eine Betriebsdauer von etwa 8 Stunden benötigten, kann man den Fehler der Strahlungsmessung, der auf der Bräunung des Glases beruht, während der Meßdauer vernachlässigen.

Die Konstruktion des Rohres zeigt Fig. 1. Es wurde der Länge nach durch das Rohr beobachtet. Schwierigkeiten bereitete die Herstellung eines sauberen, schlierenfreien Fensters, das sich bei mehreren Röhren reproduzieren ließ. Aus dem Na-festen Glas lassen sich keine planen Scheiben herstellen und aufschmelzen, und rund ausgeblasene bzw. eingesaugte Fenster sind nicht schlierenfrei und lassen sich nie gleichmäßig herstellen. Es wäre vielleicht möglich gewesen, das Fenster weit vom Entladungsteil des Rohres zu entfernen und dann aus Scheiben aus normalem Thüringer Glas herzustellen; diese Konstruktion hätte aber bedingt, daß die un-

angeregte, absorbierende Dampfschicht des Na sehr lang geworden wäre, und hätte im Aufbau sehr große Schwierigkeiten bereitet, da dann im dauernden Gasstrom hätte gearbeitet werden müssen. Es wurde deshalb eine andere Methode gewählt: das Fenster wurde so gebildet, daß ein 20 mm langes Stück eines von der Glashütte bezogenen glatten Rohres von 20 mm Durchmesser auf beiden Seiten zugeschmolzen wurde. An die eine Zylinderseite wurde ein konischer Ansatz angeblasen. Der gegenüberliegende Zylindermantel stellte das Fenster dar (siehe die Nebenfigur zu Fig. 2).

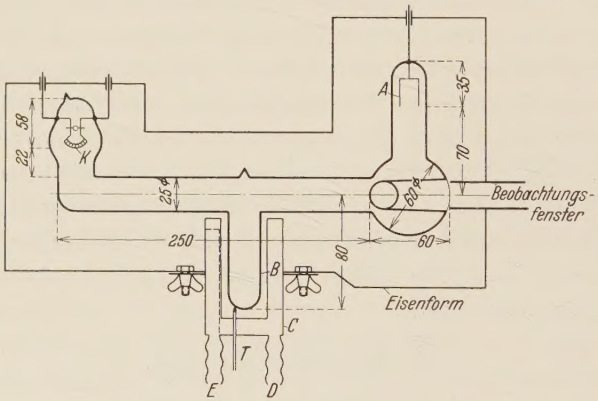

Fig. 1.

Dieser Ansatz wurde in die kugelförmige Erweiterung des Entladungsrohres hineingestülpt und verschmolzen. Da für alle Röhren Glas von demselben Rohr benutzt wurde, und außerdem alle Ansätze von derselben Seite angeblasen wurden, konnte eine sehr gute Gleichmäßigkeit der Fenster erzielt werden[1]). Die Fenster wurden möglichst weit in die Entladung hinein verlegt, so daß sie von der positiven Säule der Entladung umspült wurden, damit einerseits durch die starke Erhitzung durch die Entladung ein Beschlagen des Fensters mit metallischem Na verhindert wurde, andererseits aber war beabsichtigt, die *D*-Linien möglichst selbstumkehrfrei zu erhalten. Es sei schon hier erwähnt, daß diese Erwartung nicht in Erfüllung ging, daß vielmehr die sehr dünne, relativ wenig angeregte Dampfschicht am Fenster genügte, die Linienmitte fast restlos zu absorbieren.

Die Abmessungen des Rohres sind aus der Fig. 1 ersichtlich. *K* ist eine Oxydkathode, wie sie in der Stud. Ges. f. elektr. Beleuchtung für

[1]) Nachträgliche Versuche mit mehreren gleichartigen Fenstern zeigten, daß die Fehler durch die Ungleichmäßigkeit untereinander ungefähr $\pm$ 2% betragen.

Na-Röhren benutzt wird. Um eine Überhitzung der Glaswand in der Nähe der Kathode zu verhindern, wurde das Rohr etwas aufgeweitet. Die Anode A bestand aus einem Nickelbecher von 15 mm Durchmesser und 20 mm Höhe. Sie war 70 mm vom Beobachtungsfenster entfernt, um jede Inhomogenität der Entladung, die durch die anodischen Entladungsteile hervorgerufen wird, von der Beobachtung auszuschalten. Fig. 2 zeigt eine Photographie der Röhre.

Um die Einschmelzungen der Stromzuführungen bei der hohen Temperatur nicht übermäßig zu beanspruchen, wurden die beiden Zuführungen

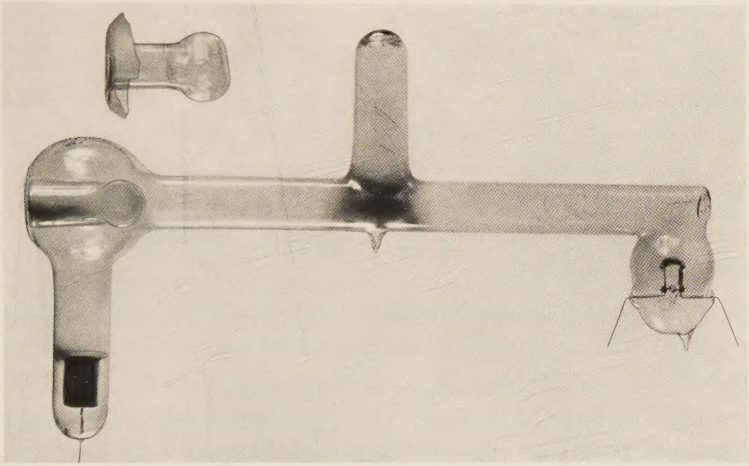

Fig. 2.

der Kathode auf die beiden gegenüberliegenden Seiten des Rohres gelegt. Die Röhren hielten so die hohe Temperatur aus[1]).

Die Kathode wurde mit 6 Volt und 1,6 Amp. geheizt. Die Röhre brannte an 440 Volt. Sie zündete selbständig bei den benutzten Temperaturen.

2. Füllung. Die Röhren wurden unter Beobachtung aller Vorsichtsmaßregeln gepumpt. Sie wurden, bevor das Natrium in das Innenrohr gelangte, etwa 1 Stunde lang unter dauerndem Pumpen bei einem Druck von 10^{-6} mm Hg in einem Gasofen bei 400^0 C erhitzt, um alle Gasreste von der Glaswand zu entfernen. Eine noch weitere Erhöhung der Temperatur gestattete das Glas, das in fabrikationsmäßig hergestellten Na-Röhren etwa

[1]) Für zahlreiche glastechnische Ratschläge danke ich Herrn Glasinstrumentenmachermeister Hagen.

300° C heiß wird, nicht, da es bei höherer Temperatur von Spuren von Na-Dampf gebräunt wird und dabei an der Innenfläche feine Haarrisse zeigt. Nachdem das Natrium in das Rohr destilliert war, wurden die Röhren mehrmals durch Neonentladungen von mehreren Millimetern Druck nochmals gereinigt, bis das Gas auch bei längerem Betrieb sauber blieb, und keine Spuren von Verunreinigungen mehr im Taschenspektroskop sichtbar waren. Das Neon wurde benutzt aus den von der Linde A. G. bezogenen 1 Liter-Kolben. Nachdem das Rohr sauber war, wurde das Gas bis zu einem Druck von 0,1 mm Hg abgepumpt und das Rohr abgezogen. Diese Säuberung war notwendig, da geringe Verunreinigungen auf die Leuchtdichte einen großen Einfluß haben: eins der Rohre mußte aus äußeren Gründen über Nacht an der Pumpleitung bleiben; da die flüssige Luft, mit der das Quecksilber der Pumpe und Verunreinigungen ausgefroren wurden, über Nacht verdampfte, konnten wieder Verunreinigungen — anscheinend Spuren von Wasserdampf — in das Rohr gelangen, und die sonst blanke Oberfläche des Na wurde leicht stumpf. Dieses Rohr wurde probeweise untersucht, und zeigte eine nur etwa halb so große Leuchtdichte wie die sehr sauber gepumpten Röhren.

Die bei den endgültigen Messungen auftretenden Streuungen sind aber wohl nicht auf Verunreinigungen zurückzuführen, da Verunreinigungen die Lichtstärke nur herabsetzen, die Streuungen aber auch für jedes einzelne Rohr sowohl unterhalb wie oberhalb der Mittelwertskurve liegen, und zwar unregelmäßig verteilt im Laufe der Betriebszeit einer Röhre.

Nach den Messungen der Stud. Ges. f. elektr. Beleuchtung und anderer Autoren hatte sich ergeben, daß die Strahlungsintensität des Na abhängig ist von der Art des Grundgases. Die größte Leuchtdichte erhält man bei Neonfüllung. Aus eigenen Versuchen konnte festgestellt werden, daß außerdem die Intensität zunimmt mit fallendem Edelgasdruck. Es wurde auf Grund dieser Kenntnisse nicht weiter untersucht, welches Edelgas den günstigsten Einfluß auf das gewünschte Ergebnis hat, sondern von vornherein Ne gewählt. Der niedrige Gasdruck von 0,1 mm Hg Ne gefährdete zwar die Glaswand und die Elektrode, wurde aber mit Rücksicht auf eine genaue Dampfdruckmessung so niedrig gewählt.

3. Dampfdruckmessung. Besondere Schwierigkeiten bereiteten beim Betrieb der Röhren die Na-Dampfdruckmessungen. Orientierende Versuche, einfach die Temperatur der Glaswand an der kältesten Stelle der Glaswand mit Thermoelement oder Thermometer zu messen, wie es in vielen in letzter Zeit veröffentlichten Messungen an Na gemacht worden ist, ergaben nicht

die notwendige Genauigkeit. Es wurde deshalb die in der Leuchtröhrentechnik übliche Methode verwendet[1]).

Das metallische Natrium lag in dem Ansatz B. Das Rohr befand sich in einem elektrischen Ofen (siehe Abschnitt I, 4). Damit das ganze Rohr eine möglichst gleichmäßige Temperatur hatte, wurde es in eine weite Eisenform (siehe Fig. 1) eingebettet. Die Zwischenräume zwischen Rohr und Form wurden mit langfaserigen Messingspänen und Eisenstangen gefüllt, um den Temperaturausgleich zu beschleunigen. Die Temperatur des Ansatzes B sollte niedriger sein als der übrige Teil des Rohres, da hier das Na lag und der Dampfdruck sich nach der Temperatur der kältesten Stelle einstellt. Deshalb befand sich der Ansatz B in einem Extragefäß C aus Messing, das von einem Luftstrom gekühlt wurde, der bei *D* ein- und bei *E* austrat. (Der Luftstrom wurde von der Hausdruckluftleitung geliefert.) Durch die Luftkühlung des Gefäßes war es möglich, die Temperatur im Ansatz immer 30 bis 50° unter der des Rohres zu halten. Es zeigte sich, daß auch, nachdem das Rohr lange Zeit auf hoher Temperatur gehalten war, das Na sich immer wieder restlos in dem Ansatz befand; an der Stelle, an der sich das Na ansammelte, wurde mit einem Eisen-Konstantan-Thermoelement *T* die Temperatur der Glaswand gemessen. Um eine möglichst gute Diffusion des Natriums zu gewährleisten, wurde das Rohr nur mit 0,1 mm Ne gefüllt. Es war nicht möglich, ganz ohne Edelgas zu arbeiten, da die Elektroden bei dem niedrigen Na-Dampfdruck zu stark zerstäuben und die Glaswand zu stark erhitzen, so daß Gefahr bestand, daß die Glaswand zerstört wurde. Die Diffusion im elektrischen Felde, die der Temperaturdiffusion entgegenwirkt, und das Natrium zur Kathode transportiert hätte, wurde dadurch verhindert, daß das Rohr nur immer sehr kurze Zeit während der Messung eingeschaltet wurde.

4. Ofen. Der elektrische Ofen bestand aus einem doppelwandigen Eisenkasten. Die Abmessungen des inneren Hohlraumes waren $25 \times 40 \times 50\,\mathrm{cm}^3$; die Wandstärke betrug 5 cm. Der Boden und der aufschraubbare Deckel waren von derselben Stärke. Alle fünf inneren Seiten des Kastens sowie die Innenseite des Deckels waren mit Asbestpappe beklebt und diese mit dem Heizdraht bewickelt. Bei 300° C nahm der Ofen etwa 3,5 kW auf. Die Zwischenräume zwischen den beiden Ofenwänden wurden mit Kieselgur ausgefüllt.

[1]) In letzter Zeit hat Druyvesteyn (M. J. Druyvesteyn, Phys. ZS. **33**, 822, 1932; M. J. Druyvesteyn u. N. Warmoltz, Phil. Mag. **17**, 1, 1934) mit dieser Methode Messungen an Na gemacht.

Der Ofen enthielt Öffnungen 1. zur Beobachtung und Messung, 2. für die Zuführungsdrähte für die Heizung und die Betriebsspannung, 3. für die Durchführung der Luftkühlung und der Thermoelemente. Die Konstanz der Temperatur war sehr gut. Der Ofen braucht zwar etwa 2 Stunden, um sich auf die notwendige Temperatur aufzuheizen, ist dann aber vollkommen unabhängig von äußeren Einflüssen. Es ist nur nicht möglich, die zusätzliche Temperaturerhöhung beim Brennen des Na-Rohres schnell auszugleichen. Wie oben bereits angegeben, konnte das Rohr nur immer kurzzeitig brennen, da durch die Diffusion der Ionen im elektrischen Felde sonst die Dampfdruckmessung verfälscht worden wäre. Durch diese kurze Benutzung der Röhre wurden aber plötzlich ungefähr 50 Watt zusätzlicher Energie frei, die die Temperatur im Ansatz B bei etwa 5 Minuten Betrieb des Rohres um 1 bis 2^0 erhöhten. Es mußte also immer zwischen zwei Messungen eine Pause von mehreren Minuten eingelegt werden, bis die Temperatur sich wieder ausgeglichen hatte.

Zusammenfassend seien noch einmal kurz die wesentlichen Punkte erwähnt, die bei der Konstruktion beobachtet werden müssen:

1. Herstellung möglichst gleichmäßiger Fenster,

2. Benutzung eines Ansatzes am Entladungsrohr, in dem sich das metallische Natrium befindet, und der kälter ist als der Entladungsteil; Messung des Dampfdruckes durch Messung der Temperatur der kältesten Stelle; möglichst niedriger Edelgasdruck.

3. Benutzung eines ausreichend langen Entladungsrohres, um bei den benutzten Na-Drucken eine möglichst undurchsichtige Schicht zu erhalten.

4. Kurzzeitiger Betrieb des Rohres, so daß die Diffusion der Ionen im elektrischen Felde immer durch die Temperaturdiffusion der Atome rückgängig gemacht wird.

5. Strahlungsmessung. Die Prüfung der Konstanz derselben, sowie verschiedener Röhren erfolgte durch Messung der gesamten sichtbaren Strahlung. Da aber die sichtbare Strahlung zu 98% aus *D*-Linien besteht, konnte auf die Beobachtung der verschiedenen Intensitätsverteilung der anderen sichtbaren Linien in Abhängigkeit von dem Dampfdruck und der Stromstärke verzichtet werden.

Die Gesamtstrahlung der Röhren wurde mit einer Selensperrschichtzelle der Süddeutschen Apparate-Fabrik Nürnberg gemessen. Die Zelle ist bei 7000 Å schon praktisch unempfindlich, so daß die starken ultraroten Na-Linien nicht mitgemessen werden. Da sie aber etwas temperaturabhängig ist, wurde sie durch ein $CuSO_4$-Filter vor der ultraroten Strahlung des

Ofens und der Na-Strahlung $\lambda = 8195\ 8183$ Å und $\lambda = 11382/11404$ Å geschützt. Das $CuSO_4$-Filter wurde durch eine eng anliegende Küvette, die von Wasser durchflossen wurde, gekühlt. Die Ablesung erfolgte mit einem Siemens Türmchengalvanometer mit einer Stromempfindlichkeit von $5{,}8 \cdot 10^{-7}$ Amp. pro Skalenteil bei 75 Skalenteilen Vollausschlag. Die Zelle wurde nur zu Relativmessungen benutzt. Ihre Konstanz wurde öfter durch eine seitwärts aufgestellte genau einstellbare Kinoprojektionslampe geprüft.

Die Messung erfolgte so, daß bei einer beliebigen Temperatur des Ofens das Rohr eingeschaltet wurde bei der kleinsten gemessenen Stromstärke (0.5 Amp.). Sofort nach erfolgter Ablesung wurde die nächsthöhere Stromstärke eingestellt und das Rohr abgeschaltet. Nach einigen Minuten, nachdem die Temperatur sich wieder ausgeglichen hatte, wurde wieder eingeschaltet und die nun eingestellte Stromstärke gemessen usw. Wenn alle sechs Stromstärken (0,5, 0,8, 1,0, 1,2, 1,5, 1,8) durchgemessen waren, wurde die Ofentemperatur erhöht. Eine Meßreihe dauerte ungefähr 8 Stunden. Die Messung erstreckt sich auf das Dampfdruckgebiet von $2 \cdot 10^{-3}$ bis $1{,}5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg. Bei kleineren Dampfdrucken konnte nicht gemessen werden, da die Glaswand gefährdet war durch die Überhitzung infolge des Energieverbrauches an der Kathode durch den hohen Kathodenfall. Besonders bei dem niedrigen Edelgasdruck von 0,1 mm Ne war der Kathodenfall bei kleinen Stromstärken sehr hoch. Die Messung bei höheren Natriumdrucken war nicht möglich, da das Glas die hohe Temperatur nicht aushielt, ohne stark zu bräunen. Die Röhren wurden zwar bei 400^0 C ausgeheizt, aber einen längeren Betrieb während der Meßreihe bei dieser hohen Temperatur vertrug das Glas nicht. Der Dampfdruck stellt sich ein nach der Temperatur des gekühlten Ansatzes, da aber die Temperatur des Entladungsrohres selbst ungefähr 50^0 höher sein sollte, war die Grenze der Temperatur gerade erreicht.

II. Ergebnisse.

Die Versuche haben ergeben, daß die gesuchte Übereinstimmung mehrerer gleichgebauter Röhren zu erzielen ist, und zwar mit einer Genauigkeit von $\pm 2\%$. Es sind zweimal zwei Röhren gebaut worden, die diese Übereinstimmung zeigten. Die beiden Röhrenpaare waren voneinander konstruktiv etwas verschieden, so daß sie nicht miteinander vergleichbar waren, jedoch zeigte jedes Paar für sich die Übereinstimmung. Zu den zuletzt gemessenen Röhren (Rohr 16 und 17) gehört noch eine dritte Röhre (Nr. 15), von der drei Meßwerte aufgenommen wurden; das Rohr wurde

aber aus äußeren Gründen zerstört, so daß es nicht mehr weiter gemessen werden konnte. In Fig. 3a bis 3c sind die Meßwerte dieses letzten Paares sowie die drei Werte des zerstörten Rohres eingetragen. Es sind aufgetragen für eine bestimmte Stromstärke die relativen Intensitäten in Abhängigkeit vom Dampfdruck. Die ausgezogene Linie ist die aus den Meßwerten gemittelte Kurve. Die gestrichelten Linien sind die am weitesten zulässigen Abweichungen von $\pm 2\%$.

Man sieht, daß die Meßwerte alle innerhalb des zulässigen Bereiches liegen. Am günstigsten ist die Kurve für 1,5 Amp., da hier die Abweichungen vom Mittelwert am kleinsten sind.

Deutlich zu sehen ist, daß die Streuungen beider Röhren unsystematisch um den Mittelwert herum liegen, daß also die Streuungen in kleinen unsystematischen Änderungen des Lichtstromes jedes einzelnen Rohres begründet sind. Über die Gründe, die diese Streuungen wahrscheinlich hervorrufen, und wie sie vielleicht behoben werden können, siehe den folgenden Abschnitt.

Die gewünschte relative Unabhängigkeit von der Stromdichte ist sehr gut realisiert. In Tabelle 1 sind zwei Beispiele gegeben für die Unabhängigkeit der Lichtstärke von der Stromstärke, bei konstantem Dampfdruck.

Tabelle 1.

Dampfdruck	Stromstärke	Relative Lichtstärke
$3{,}3 \cdot 10^{-3}$ mm	0,8	61,0
	1,0	62,0
	1,2	62,3
	1,5	62,0
$1{,}1 \cdot 10^{-2}$ mm	0,8	72,4
	1,0	72,8
	1,2	72,4
	1,8	71,6

Dieses Verhalten ist im Dampfdruckgebiet zwischen $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ und $1{,}3 \cdot 10^{-2}$ das gleiche, so daß also auf kleine Ungenauigkeiten bei der Strommessung keine Rücksicht genommen zu werden braucht.

Die Messung der absoluten Intensität der D-Linienstrahlung bei 1,5 Amp. und $7 \cdot 10^{-3}$ mm ergab eine Lichtstärke von 79,5 HK bei einer leuchtenden Fläche von 0,79 cm², d. h. eine Leuchtdichte von 101 HK/cm². Die Messung erfolgte mit einer absolut geeichten Selensperrschichtzelle.

Um die monochromatische Strahlung der Na-Entladung zur Photometrierung von weißen oder andersfarbigen Lichtquellen zu benutzen,

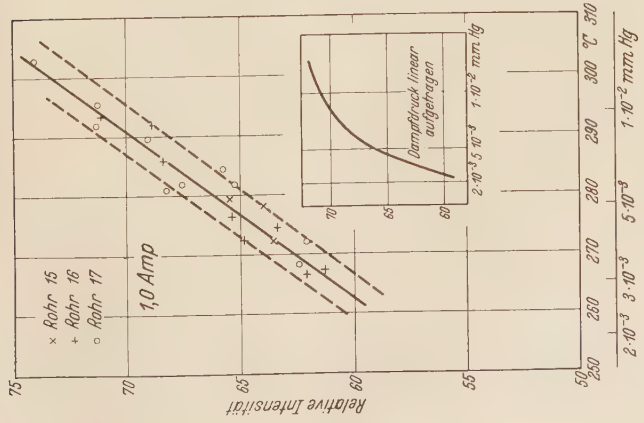

Fig. 3a.

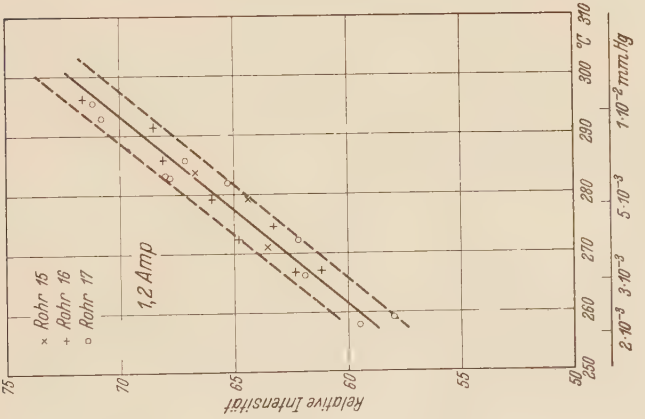

Fig. 3b.

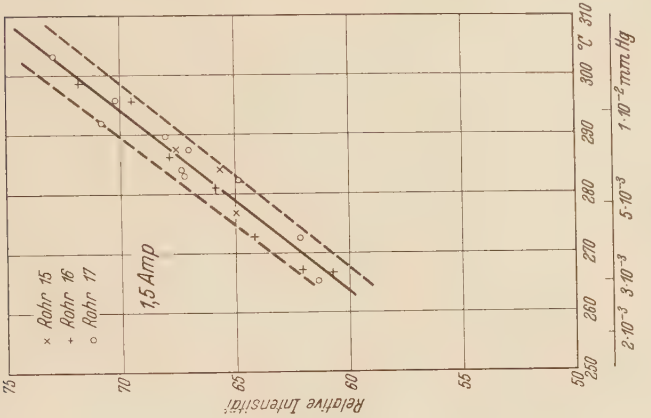

Fig. 3c.

kann mit verschiedenen Methoden gearbeitet werden[1]). Ein subjektiver Vergleich ist mit Gleichheitsphotometer und einem vorgeschalteten Filter oder mit Flimmerphotometer möglich; besser zur Vergleichung verschiedenfarbiger Lichtquellen eignet sich die Benutzung von Photozellen mit genau bekannter spektraler Empfindlichkeitskurve.

Nach den bei den Messungen gemachten Erfahrungen läßt sich sicher noch die erreichte Genauigkeit verbessern, wenn man verschiedene technische Bedingungen noch sauberer erfüllt. Die wesentliche Schwierigkeit scheint das Glas darzustellen. Hierbei ist einerseits zu berücksichtigen, daß die im Laufe des Betriebes des Rohres eintretende leichte Bräunung doch Anlaß gibt zu einer geringen Fälschung des Meßresultates, andererseits läßt sich bisher nicht prüfen, ob bei der Bräunung nicht geringe Spuren von Verunreinigungen aus dem Glase treten, die die Lichtstärke schon beeinflussen. Vielleicht kann man später ein Glas verwenden, das von Na-Dampf bei den hohen benutzten Temperaturen noch weniger angegriffen wird. Eine weitere Verbesserung kann durch größere Gleichmäßigkeit der Beobachtungsfenster bei der Herstellung mehrerer Röhren erzielt werden. Wenn man erst aus natriumfestem Glas plane Fenster herstellen kann, läßt sich sicherlich auch hier noch weiterkommen.

Eine größere Genauigkeit könnte auch durch eine Verbesserung der Meßeinrichtung erzielt werden. Die Genauigkeit der benutzten S. A. F.-Sperrschichtzelle kann auch nur mit $\pm 2\%$ bewertet werden. Ob die Streuung der erhaltenen Meßwerte auf Streuung der Lichtstärke oder auf Ungenauigkeiten der Zelle zurückzuführen sind, konnte hier nicht entschieden werden. Wahrscheinlich aber ist, da eine sorgfältige Kontrolle mit einer Glühlampe ausgeübt wurde, der Fehler der Meßmethode klein. Die bei photometrischen Messungen bei visueller Beobachtung bestenfalls erzielbare Genauigkeit beträgt $\pm 1\%$. Um diese Genauigkeit zu erzielen, muß man jedoch 50 bis 60 gleichwertige Messungen machen. Eine Vereinfachung und Verbesserung der Messung kann man also nur bei objektiver Messung — vielleicht mit Vakuumzellen — erreichen.

C. Theoretischer Teil.

Eine einwandfreie rechnerische Erfassung der Probleme der Gasentladung, die über eine nullte Näherung hinausgeht, ist heute noch nicht

[1]) W. Dziobek, a. a. O.; L. S. Ornstein u. H. C. Burger, ZS. f. Phys. **76**, 777. 1932; L. S. Ornstein, W. J. H. Moll u. H. C. Burger, Objektive Spektralphotometrie. Braunschweig, Verlag Vieweg & Sohn, Akt.-Ges., 1932; M. Pirani u. O. Reeb, Arch. f. techn. Messen **1**, Lief. **9**, Teil 44/34, 1932; M. Pirani, D. Phys. in regelm. Berichten **2**, 127, 1934.

möglich. Die Elementarprozesse, welche die positive Säule aufbauen, sind sehr zahlreich und können als Funktionen der einzelnen Parameter in geschlossener Form nur schwer dargestellt werden. Aus diesem Grunde ist es meist nur möglich, ein qualitatives Modell einer bestimmten Erscheinung der Entladung zu entwerfen. Dieses Modell gestattet aber oft, die Vorgänge des Plasmas qualitativ zu verstehen und es erlaubt in vielen Fällen — unter Beobachtung der gemachten einschränkenden Bedingungen — erstaunlich gut realisierbare Voraussagen zu treffen.

Diese Arbeit entstand auch auf Grund solcher Überlegungen, die darauf führten, daß der Lichtstrom der positiven Säule in weiten Grenzen von der Stromstärke und in gewissem Sinne auch von dem Dampfdruck unabhängig sein müßte. Das Experiment bestätigte diese Vermutung. Es sollen im folgenden diese Überlegungen angeführt und die Resultate diskutiert werden.

1. Abhängigkeit der Intensität von der Stromstärke. Die positive Säule der Gasentladung ist ein Gemisch von verschiedenen „Gasen“[1]), von Elektronen, normalen unangeregten Atomen, angeregten Atomen, Ionen und Lichtquanten. Diese befinden sich im Energieaustausch miteinander. Die Energie wird dem Gasgemisch geliefert durch die Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Felde, welches durch die an der positiven Säule liegende Spannung aufrecht erhalten wird.

Nach Messungen[2]) und neuerdings anscheinend auch theoretisch begründet[3]), besitzen die Elektronen eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung, die formal durch die Angabe der Temperatur T_e im Exponenten der Verteilungsformel definiert ist. Das in der positiven Säule befindliche Elektronengas dieser Temperatur T_e überträgt durch Stöße seine Energie dem Atomgas, d. h. es „heizt“ das Atomgas „auf“, wobei sich ein stationäres Gleichgewicht zwischen der Energieabgabe des Elektronengases und der Energieaufnahme des Atomgases einstellt. Bei dem Stoß eines Elektrons mit einem Atom gibt es zwei Möglichkeiten der Energieübertragung: 1. Übertragung von Energie durch „elastische“ Stöße, 2. Übertragung von Energie durch unelastische, anregende oder ionisierende Stöße. Unter den hier vorliegenden Bedingungen der Entladung kann man die Energieübertragung durch elastische Stöße praktisch vernachlässigen gegen die Übertragung durch anregende und ionisierende Stöße. Zunächst betrachten wir den Fall, daß die Anregung aus dem Grundzustand in einen höheren Zustand erfolgt,

[1]) H. Krefft, M. Pirani, R. Rompe, Wiss. Abhandl. a. d. Osram-Konzern **2**, 24, 1931; W. de Groot, Physica **12**, 2801, 1932; **13**, 1, 1933; R. Rompe, Techn.-Wiss. Abhandl. a. d. Osram-Konzern **3**, 44, 1934. — [2]) I. Langmuir, ZS. f. Phys. **46**, 271, 1927 u. a. — [3]) D. Gabor, ebenda **84**, 474, 1933.

es tritt dann durch die Anregung eine Anreicherung höherer Zustände ein; unter „Aufheizung" ist in diesem Falle also zu verstehen, daß die Konzentration der angeregten Atome zunimmt. Rein formal kann man hier den Begriff der „Termtemperatur" T einführen, die gegeben ist durch den Exponenten der Boltzmann-Formel bei einem gegebenen Konzentrationsverhältnis von angeregten Atomen zu unangeregten Atomen

$$\frac{N^*}{N} = e^{-\frac{h\nu}{kT}};$$

dabei ist N die Anzahl unangeregter Atome, N^* die Anzahl angeregter Atome. Die Zunahme der Konzentration der angeregten Atome bedeutet also eine Erhöhung der Temperatur, wobei von vornherein für T durch die Temperatur der Elektronen T_e eine obere Grenze gegeben ist.

Die Anreicherung des angeregten Niveaus wird aber teilweise wieder rückgängig gemacht durch den Ausfall an angeregten Atomen durch Ausstrahlung der Resonanzlinien und Rückkehr des Atoms in den Grundzustand. Das sich einstellende Gleichgewicht ist gegeben durch den Wirkungsquerschnitt der anregenden Stöße einerseits und die Wahrscheinlichkeit des spontanen Überganges in den Grundzustand unter Ausstrahlung andererseits.

Man kann für die Zahl der angeregten Atome ansetzen:

$$N \cdot N_e \cdot S_1 = N^* \cdot A; \tag{1}$$

dabei sind N die Anzahl von normalen Atomen, N_e die Anzahl von Elektronen, $S_1 = \int_0^\infty v \cdot \mu(v) \cdot q_1(v) \cdot \mathrm{d}v$ der über die ganze Maxwell-Verteilung $\mu(v)$ integrierte Wirkungsquerschnitt für die Anregung $q_1(v)$, N^* die Anzahl von angeregten Atomen, A die Wahrscheinlichkeit des spontanen Überganges vom angeregten Zustand in den Grundzustand.

Ein stationäres Gleichgewicht erhält man, wenn

$$\frac{N^*}{N} = \frac{A}{N_e S_1} \leqq e^{\frac{h\nu}{kT}}.$$

Aus (1) erhält man, unter der Bedingung, daß keine Reabsorption der emittierten Quanten eintritt, die Intensität durch Multiplikation mit $h\nu$

$$I_\nu = N^* \cdot A \cdot h \cdot \nu.$$

Aus der Formel (1) sieht man, daß Konzentration der angeregten Atome der Stromdichte proportional ist.

Diese Überlegungen der Proportionalität von Lichtstrom und Strahlung stimmen nur solange mit der Erfahrung überein[1]), als man bei sehr kleiner Stromdichte (einige mA) arbeitet: bei hoher Stromdichte (großes N_e) steigt die Intensität sehr viel langsamer an. Die Erklärung dafür ist folgende: Wenn man die Zahl der Elektronen steigert, wird die Häufigkeit eines Zusammenstoßes eines Elektrons mit einem bereits angeregten Atom größer. Hierbei erfolgt einerseits stufenweise Anregung nach höheren Niveaus: andererseits kann ein angeregtes Atom beim Stoß mit einem Elektron diesem seine Energie als kinetische Energie übertragen, es erfolgt ein Stoß zweiter Art und keine Ausstrahlung der Resonanzlinien[2]).

Der Gleichung (1) muß also noch ein Term hinzugefügt werden, der diese Prozesse mit berücksichtigt.

$$N \cdot N_e \cdot S_1 = N^* \cdot A + N^* \cdot N_e S_2; \tag{2}$$

$$\begin{aligned} J_\nu = h\nu \cdot N^* \cdot A &= h\nu \cdot N \cdot N_e \cdot S_1 - h\nu_1 \cdot N^* \cdot N_e \cdot S_2 \\ &= (h\nu \cdot S_1 \cdot N - h\nu_1 \cdot N^* \cdot S_2)\, N_e; \end{aligned} \tag{3}$$

dabei ist

$$S_2 = \int_0^\infty v \cdot \mu(v) \cdot q_2(v)$$

der über die ganze Maxwell-Verteilung integrierte Wirkungsquerschnitt $q_2(v)$ für stufenweise Anregung und Stöße zweiter Art.

In dieser Gleichung sind höhere Glieder, die etwa eine „Nachfüllung von oben" berücksichtigen, vernachlässigt.

Für kleine N_e geht (3) in (1) über; man erhält eine stromproportionale Abhängigkeit der Intensität der Resonanzlinien. Wenn man bei größerem N_e den zweiten Term der sekundären Prozesse nicht mehr vernachlässigen kann, erhält man einen weniger als proportionalen Anstieg der Intensität (siehe Fig. 4), der einem Sättigungswert zustrebt.

Hierbei ist die obere Grenze der Intensitätssteigerung gegeben durch die Elektronentemperatur T_e, denn für den Fall des thermischen Gleichgewichtes zwischen Atom- und Elektronengas nimmt der Term die Temperatur des Elektronengases an.

2. Abhängigkeit der Intensität vom Dampfdruck. Die bisher angenommenen Voraussetzungen gelten für jede positive Säule mit optisch unendlich dünner Schicht. In dem in dieser Arbeit untersuchten Fall

[1]) M. Pirani, ZS. f. techn. Phys. **11**, 482, 1930; R. Rompe, a. a. O.; M. J. Druyvesteyn, Phys. ZS. **33**, 822, 1932; F. Mohler, Bur. of Stand. Journ. of Res. **9**, 25, 1932. — [2]) H. Krefft, M. Reger u. R. Rompe, ZS. f. techn. Phys. **14**, 242, 1933.

müssen aber noch einige Einschränkungen bzw. Erweiterungen vorgenommen werden, da es sich hier um optisch fast „schwarze" Schichten handelt. Es sei hier der Fall betrachtet, daß im Gegensatz zu (1) die Entladungsschicht so lang und die Dampfdichte so groß ist, daß ein ausgestrahltes Quant auf dem Wege zum Beobachtungsfenster mindestens einmal absorbiert wird. Für den Beobachter wird es also erscheinen, als ob das Quant von der Stelle der Absorption gestrahlt wird. Wenn die Dampfdichte so groß ist, daß alle Quanten aus den hinteren Entladungsschichten einmal absorbiert werden, wird die beobachtete Schicht also kürzer erscheinen. Das bedeutet aber, daß die Schicht in diesem Wellenlängenbereich bereits undurchsichtig ist, daß man also schwarze Strahlung der Wellenlänge der

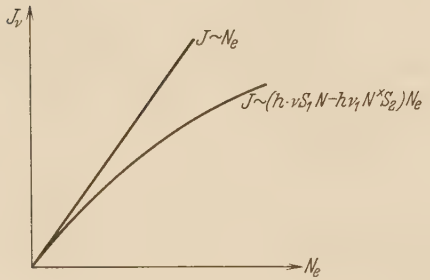

Fig. 4.

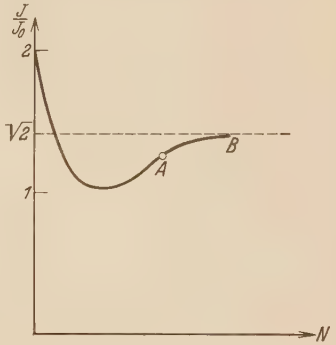

Fig. 5.

Resonanzlinien erhält. Eine weitere Vergrößerung der Schichtlänge würde also dann keine Intensitätssteigerung mehr bedeuten; ein solches Verhalten wurde aber gerade für das vorliegende Problem der Normallampe gefordert.

Aus der Kombination der beiden bisherigen Überlegungen läßt sich feststellen, daß der Term sich durch Stöße mit Elektronen von der Temperatur T_e aufheizt, und zwar auf eine Temperatur T, die höchstens gleich T_e sein kann. Hat man eine dünne Schicht, so ist die Strahlung also gegeben durch die Strahlung des schwarzen Körpers der Temperatur T_e im Spektralbereich der emittierten Linien, multipliziert mit dem Absorptionskoeffizienten der emittierenden Schicht. Ist die Schicht undurchsichtig, d. h. genügend dick, dann ist der Absorptionskoeffizient gleich 1 und die Strahlung nähert sich der des schwarzen Körpers der Temperatur T_e an. Dieser einfache Fall einer Sättigung bei steigender Schichtdicke entspricht nicht dem experimentell beobachteten Verhalten. Es muß noch ein weiterer Punkt beobachtet werden, der die Verhältnisse etwas kompliziert.

Bisher war stillschweigend für die Überlegungen angenommen worden, daß die in der Schicht absorbierte Linie die natürliche Linienform hat, denn nur dann gelten die vorherigen Überlegungen[1]); es muß aber noch berücksichtigt werden, daß bei Schichtverlängerung eine Linienverbreiterung eintritt. Dadurch ist wohl für die Liniemnitte die Schicht schwarz, nicht aber für die Ränder der Linie; eine Schichtverlängerung ergibt also immer noch eine Intensitätssteigerung der Gesamtstrahlung.

Durch die Überlagerung dieser beiden Effekte der Sättigung der Intensität der Linienmitte und der Schichtverbreiterung der Linie ergibt sich ein Verlauf der Intensität mit zunehmendem Dampfdruck, wie er experimentell gefunden wurde[2]) (Fig. 5).

Ist bei sehr kleiner Teilchenzahl, bei der noch keine Reabsorption auftritt, die Intensität J_0, so wird bei Verdoppelung der Teilchenzahl die Intensität $J = 2J_0$, $J/J_0 = 2$. Erhöht man nun den Dampfdruck, so nimmt wegen der einsetzenden Reabsorption das Verhältnis J/J_0 langsam fast bis auf 1 ab, um dann, wenn der Effekt der Linienverbreiterung stärker wird, wieder anzusteigen und sich asymptotisch dem Wert $\sqrt{2} = 1{,}4$ zu nähern.

Hinsichtlich der Verbreiterung der Linien ist eine Verlängerung der Schicht gleichwertig der Steigerung der Dampfdichte[3]), so daß in dieser Hinsicht die Überlegungen auch stimmen für das vorliegende Entladungsrohr, dessen Säulenlänge festliegt.

In dem in dieser Arbeit vorliegenden Falle der positiven Säule steigt, wie das Experiment unter den gegebenen Bedingungen der Stromstärke und des Dampfdruckes zeigt, die Intensität ungefähr proportional dem Logarithmus des Dampfdruckes (siehe Fig. 3a bis 3c).

Wenn man die obigen Überlegungen der Schichtverbreiterung auf die hier betrachtete Entladung anwenden darf, so kann man den experimentellen Befund vielleicht folgendermaßen erklären: Das Gebiet der Messung liegt ungefähr beim Kurvenpunkt A in Fig. 4. Der Dampfdruck ist noch nicht genügend groß, um in das Sättigungsgebiet (B) zu kommen, kann aber — wie oben angegeben — aus technischen Gründen nicht weiter gesteigert werden. Die geringe Veränderung der Intensität bei kleinen Temperaturschwankungen kann also vorläufig nicht

---

[1]) W. Schütz, ZS. f. Phys. **71**, 301, 1931. — [2]) G. L. Gouy, Ann. chim. phys. **18**, 5, 1879; H. Senftleben, Ann. d. Phys. **47**, 949, 1915; W. Schütz, a. a. O. — [3]) P. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz. Berlin, Verlag Jul. Springer, 1928. S. 87.

beseitigt werden. In dem Falle, daß man Glas herstellen kann, das bei noch höheren Temperaturen natriumbeständig ist, kann man aber hoffen, in ein Gebiet stärkerer Sättigung zu gelangen.

3. Verminderung der Intensität durch Selbstumkehr. Außer den beiden diskutierten Phänomenen: 1. Sättigung der Resonanzlinienintensität bei Stromerhöhung und 2. Annäherung an eine Sättigung bei Erhöhung der Dampfdichte, kann man mit dem Modell des Plasmas noch einen Effekt erklären, der wesentlich die Intensität beeinflußt, die Selbstumkehr der Linien.

Es war bisher stillschweigend immer angenommen, daß die Verteilung der angeregten Atome und die Elektronenkonzentration im ganzen Entladungsrohr dieselbe ist. Experimentell läßt sich aber ein solcher Zustand nicht realisieren, da jedes Plasma irgendwie begrenzt ist. An der Begrenzung aber ist die Konzentration der angeregten Atome immer Null. Dieser Abfall der Elektronenkonzentration zur Wand hin bedeutet, daß die „Termtemperatur" des $2\,p_{1,2}$-Niveaus zur Wand hin abnimmt. Vor der mittleren „heißen" Entladungsschicht befindet sich eine „kältere" Schicht, die nach dem Kirchhoffschen Gesetz einen Teil der Quanten, die aus der Mitte heraustreten, absorbiert. Bei einer Reabsorption der Lichtquanten bei Erhöhung des Druckes wurde die Linie verbreitert, ohne daß die Linie selbstumgekehrt war. Bei der Reabsorption durch die kältere Entladungsschicht wird aber die Mitte der Linien absorbiert und von den nunmehr angeregten Atomen in den ganzen Raum kugelsymmetrisch gestrahlt. Dadurch wird die Intensität der Linienmitte in der Beobachtungsrichtung verringert. Das bedeutet, daß die Gesamtintensität nicht den Grenzwert der Intensität des schwarzen Körpers der Temperatur T_e, der vorher angegeben war, erreichen kann, sondern immer darunter bleiben muß. Wie groß die relative Reabsorption der Linienmitte ist, hängt sehr von den gegebenen Entladungsbedingungen (Stromstärke, Rohrdurchmesser, Wandeinflüsse) ab.

Für den Fall planparalleler Wände hat de Groot[1]) die Reabsorption und Selbstumkehr durch die abfallende Konzentration der angeregten Atome berechnet. In unserem Falle ist der geometrische Aufbau der positiven Säule zu kompliziert — die Entladung umspült das runde Fenster —, daß man nur mit Vorsicht die de Grootschen Rechnungen qualitativ übertragen kann. In großen Zügen stimmt aber der experimentelle Befund mit den Ergebnissen von de Groot überein.

[1]) W. de Groot, a. a. O.

Ein Punkt sei noch kurz erwähnt: Experimentell hat sich gezeigt, daß mit steigender Stromstärke (bei Übergang von 1,5 auf 2 Amp.) die Intensität der D-Linien bei allen benutzten Dampfdrucken ein wenig abfällt (siehe Tabelle 1), während bis zu 1,5 Amp. die Intensität stieg. Der Effekt ist durchaus reell und außerhalb der Meßfehler. Er ist sicherlich so zu erklären, daß die bisher gemachte Annahme der Unabhängigkeit der Elektronentemperatur von der Stromstärke nicht genau stimmt, sondern daß die Elektronentemperatur in Wirklichkeit mit steigendem Strom langsam abfällt[1]). Deshalb erreicht die Intensität nicht eine Sättigung, sondern fällt nach Erreichung eines Maximums wieder etwas ab.

D. Zusammenfassung.

Bisher hergestellte Normalien der Lichteinheit haben keine genügend große Genauigkeit. Es wird der Versuch gemacht, Herstellungsvorschriften für ein Gasentladungsrohr auszuarbeiten, die es ermöglichen, mehrere Röhren gleicher Konstruktion so zu betreiben, daß die Lichtstärke nicht mehr als $\pm 2\%$ um den angegebenen Wert schwankt. Natriumröhren eignen sich für diesen Zweck besonders gut. Die Röhren werden so betrieben, daß kleine Änderungen der Dampfdichte und der Stromstärke einen möglichst kleinen Einfluß auf die Lichtstärke haben. Der experimentelle Befund zeigt, daß diese Bedingungen ziemlich gut erfüllt sind. Bei den erreichbaren Genauigkeiten bei der Einstellung des Dampfdruckes und der Stromstärke erhält man Lichtstärkeschwankungen von $\pm 2\%$. Es werden die Möglichkeiten weiterer Verbesserungen besprochen.

Im zweiten theoretischen Teil wird untersucht, wieweit man durch Aufstellung eines Modelles der positiven Säule die Vorgänge, die die Entladung in dem Plasma bestimmen, erklären kann. Die Sättigung der Strahlungsintensität bei steigender Stromstärke ist einleuchtend; ebenso kann man den experimentellen Befund der Veränderung der Lichtstärke bei Erhöhung der Dampfdichte erklären. Einige weitere Effekte (Linienverbreiterung, Reabsorption) gehen in die Überlegung mit ein.

Die vorliegende Arbeit ist auf Veranlassung von Herrn Prof. Pirani durchgeführt worden. Ihm danke ich für sein Interesse am Fortgang der Arbeit und seine stete Förderung. Die Studienges. f. elektr. Beleuchtung (Osram Konzern) stellte die Mittel zur Verfügung. Den Herren Dr. Reger und Dr. Rompe danke ich für zahlreiche Ratschläge und Diskussionen.

[1]) M. J. Druyvesteyn, Physica **1**, 14, 1933.

Lebenslauf.

Am 6. Januar 1909 bin ich als erster Sohn des Obertelegrapheninspektors Max Schmellenmeier und seiner Ehefrau Elisabeth, geb. Dietmann, geboren. Von Ostern 1915 ab besuchte ich die Bötzow-Vorschule in Berlin, danach 2 Jahre lang die 5. Oberrealschule in Berlin und von Ostern 1920 ab die Königstädtische Oberrealschule in Berlin. Hier erhielt ich Oktober 1927 das Zeugnis der Reife. Auf der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin studierte ich 4 Semester Germanistik und Geschichte und ging dann zum Studium der Naturwissenschaften über. Seit dem 1. März 1932 war ich mit einer kurzen Unterbrechung bei der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung (Osram-Konzern) beschäftigt, wo auch die vorliegende Arbeit entstand.

Meine Lehrer waren in der Hauptsache: Feigl, Nernst, Pirani, Pringsheim, Rona, Erh. Schmidt, Schlenck, Schrödinger, Wehnelt.

Berlin, 1. Juni 1935.

Heinz Schmellenmeier.